

05.4

© 1991

ТОПЗ<sup>1</sup> В АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ

В.Д. О к у н е в, Н.Н. П а ф о м о в

Упоминания об аморфном состоянии высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) встречаются в работах, связанных с технологией получения сверхпроводящих лент или тонких пленок [1-3]. Однако это состояние, появляющееся в ряде случаев на одном из промежуточных этапов технологии, остается малоизученным; найти в литературе какие-либо сведения о структуре или физических свойствах аморфных образцов пока трудно. Вместе с тем очевидно, что подобные объекты в соответствии с традиционным делением некристаллических веществ на отдельные группы материалов [4] могут занимать особое место в данной классификации, обладая присущим им набором полезных свойств. Возрастающий интерес к аморфному состоянию ВТСП стимулируется также и возможностью непосредственного практического применения аморфных слоев в качестве защитных и маскирующих покрытий для сверхпроводящих пленок аналогичного состава.

Нами исследовалась электропроводность аморфных пленок  $Y - Ba - Cu - O$  в слабых и сильных электрических полях. Пленки микронной толщины были получены распылением керамических сверхпроводящих мишеней  $Y - Ba - Cu - O$  на постоянном токе в атмосфере аргона при осаждении распыляемого материала на никелевые подложки. Температура подложек в процессе роста не превышала 100 °С. Изготовленные по керамической технологии мишени диаметром 18-25 мм и толщиной 3-5 мм являлись двухфазными и наряду с основной орторомбической фазой  $YBa_2Cu_3O_{7-8}$  содержали фазу  $Y_2BaCuO_5$ , которая в небольшом количестве практиче-

<sup>1</sup>Токи, ограниченные пространственным зарядом.

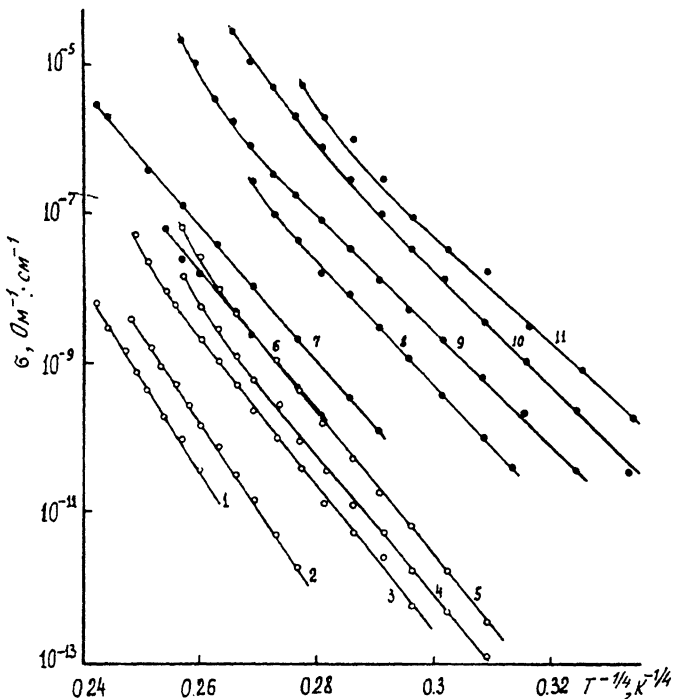


Рис. 1. Температурные зависимости электропроводности образцов группы А (6-11) и В (1-5).

$F$ , В/см: 1 -  $4.55 \cdot 10^2$ , 2 -  $9.1 \cdot 10^3$ , 3 -  $9.1 \cdot 10^4$ , 4 -  $1.8 \cdot 10^5$ , 5 -  $4.55 \cdot 10^5$ , 6 -  $2.5 \cdot 10^2$ , 7 -  $5 \cdot 10^3$ , 8 -  $5 \cdot 10^4$ , 9 -  $1.25 \cdot 10^5$ , 10 -  $1.5 \cdot 10^5$ , 11 -  $5 \cdot 10^5$

ски всегда присутствует в сверхпроводящей иттриевой керамике. Исследовались две группы образцов (А и В), для изготовления которых использовались мишени различного фазового состава: 88 %  $YBa_2Cu_3O_{7-8}$  и 12 %  $Y_2BaCuO_5$  (гр. А); 51 %  $YBa_2Cu_3O_{7-8}$  и 49 %  $Y_2BaCuO_5$  (гр. В).

Электропроводность ( $\sigma$ ) пленок измерялась на постоянном токе в интервале температур  $T=77-300$  К; при температурах ниже 77 К изучение зависимостей  $\sigma = \sigma(T)$  оказалось невозможным из-за высоких значений сопротивления образцов. Для измерения  $\sigma = \sigma(T, F)$ , где  $F$  - напряженность электрического поля, использовались сэндвич-структуры на никелевых подложках с прижимным вольфрамовым зондом в качестве верхнего электрода.

Ранее [5] было установлено, что структура исследуемых аморфных пленок наследует двухфазное состояние, свойственное мишеням. Пленки представляют собой смесь двух аморфных фаз, соответствующих кристаллам  $YBa_2Cu_3O_{7-8}$  и  $Y_2BaCuO_5$ , с существенно

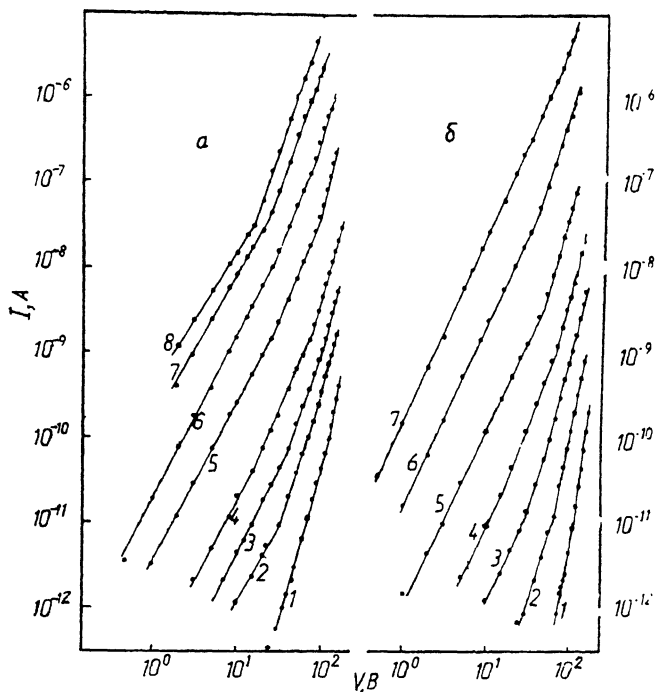


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики образцов.

а - гр. А. Т, К: 1 - 78, 2 - 90, 3 - 100, 4 - 110, 5 - 130, 6 - 150, 7 - 200, 8 - 220. Длина образца  $2 \cdot 10^{-4}$  см; б - гр. В. Т, К: 1 - 79, 2 - 110, 3 - 130, 4 - 150, 5 - 170, 6 - 200, 7 - 230. Длина образца  $1,1 \cdot 10^{-4}$  см.

различающимися значениями оптической ширины запрещенной зоны - 0.5 и 1.52 эВ. С увеличением концентрации широкозонной аморфной фазы  $Y_2BaCuO_5$  удельное сопротивление пленок ( $\rho$ ) возрастает. Для пленок групп А и В значения  $\rho$  при комнатной температуре отличаются на 2 порядка, составляя  $\sim 10^6$  и  $\sim 10^8$  Ом·см соответственно.

Температурные зависимости  $\sigma$  при различных напряжениях на образцах представлены на рис. 1. В электрических полях ниже  $5 \cdot 10^4$  В/см они вплоть до комнатной температуры соответствуют закону Мотта [4]:

$$\sigma \sim \exp[-(T_0/T)^{1/4}], \quad (1)$$

где  $T_0 \approx 16/\kappa N(E_F)\alpha^3$ ,  $N(E_F)$  - плотность локализованных состояний на уровне Ферми,  $\alpha$  - радиус состояний. Для данных пленок характерны anomalously высокие значения  $T_0 = (1-6) \cdot 10^9$  К.

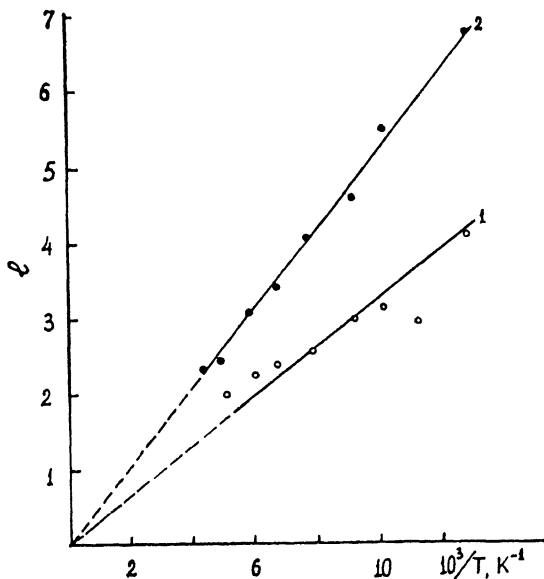


Рис. 3. Температурные зависимости параметра  $z$  для образцов гр. А (1) и В (2).

Соответствие экспериментальных зависимостей  $\bar{\sigma}$  от  $T$  закону Мотта при достаточно высоких температурах в сочетании с высокими значениями  $T_0$  является проявлением значительной плотности локализованных состояний, сравнимой с плотностью состояний в разрешенных зонах; радиус состояний при этом должен быть мал – порядка межатомных расстояний. Прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка при столь высоких температурах наблюдалась ранее в аморфных пленках  $CuCr_2Se_4$  и  $CdCr_2Se_4$  [6, 7], в которых основную роль в проводимости играют  $3d$ -состояния хрома.

С увеличением напряженности электрического поля  $F$ , как видно из рис. 1, наблюдается смещение верхней границы температурного интервала, в котором реализуется закон Мотта, в сторону низких температур. Статические вольт-амперные характеристики образцов приведены на рис. 2. Из-за трудностей в измерении малых токов мы не наблюдали участков, соответствующих закону Ома.

Во всех исследуемых интервалах изменения напряжения на образцах из ВАХ описываются в рамках моделей токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ) [8] со свойственными им степенными зависимостями тока от напряжения. Если среднее поле в образце не превышает  $10^5$  В/см, показатель степени близок к 2:

$$J \sim V^2, \quad (2)$$

что характерно для систем с моноэнергетическими ловушками [8]. Это хорошо видно из рис. 2. При увеличении напряжения ВАХ приобретают вид, свойственный материалам с экспоненциальной зависимостью плотности состояний от энергии [8]

$$J \sim V^{\lambda+1}, \quad (3)$$

где величина  $\lambda$  достигает 7 при температурах 80–90 К (рис. 2). Смену режима ТОПЗ, связанную с изменением в распределении плотности локализованных состояний, можно объяснить смещением уровня Ферми.

Согласно теории [8], показатель степени

$$\lambda = \frac{T_c}{T}, \quad (4)$$

где параметр  $T_c$  характеризует распределение локализованных состояний по энергии. Соответствие экспериментальной зависимости  $\lambda$  от  $T$  формуле (4) лучше для образцов с меньшей проводимостью (группы В), отличающихся более крутой зависимостью  $J$  от  $V$  (рис. 3). Для них  $T_c \approx 550$  К. Несмотря на значительную нелинейность вольт-амперных характеристик пленок их электрическая прочность превышает  $3 \cdot 10^6$  В/см, что может способствовать их использованию в устройствах, работающих в сильных электрических полях.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Y a v a r i A.R., L e j a y P.J. // J. Cryst. Growth. 1988. V. 91. P. 290–294.
- [2] Головчанский М.Е., Ермолов С.Н., Костылева О.П., Коханчик Л.С., Марченко В.А., Никулов А.В., Розенфланц В.Ж. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 3. С. 51–55.
- [3] M a t s u z a k i K., I n o u e A., K i m u r a H., M o r o i s h i K. and M a s u m o t o T. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 4. P.L334–L336.
- [4] М о т т Н., Д э в и с Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М., 1982. 662 с.
- [5] О к у н е в В.Д., П а ф о м о в Н.Н., С а м о й л е н к о З.А. // Тез. докл. П Всесоюз. конф. по высокотемпературной сверхпроводимости. Киев, сентябрь 1989. Т. 3. С. 105.
- [6] Г р и б а н о в И.Ф., О к у н е в В.Д. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 17. С. 1032–1036.

- [7] Окунев В.Д., Пафомов Н.Н., Самойленко З.А. // ФТТ. 1988. Т. 30. В. 5. С. 1344-1352.
- [8] Лимперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., 1973. 416 с.

Донецкий  
физико-технический  
институт АН УССР

Поступило в Редакцию  
25 февраля 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 9

12 мая 1991 г.

01

© 1991

## О ЭЛЕКТРОННО-ИНЕРЦИОННОМ ЭФФЕКТЕ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ ПРОВОДНИКОВ

Е.А. Девяткин

В работе [1] описана новая постановка электронно-инерционных опытов (ЭИО) с соударяющимся дюралюминиевым стержнем, в которых в момент удара стержня о неподвижную преграду цепь замыкается и измеряется протекающий в ней переменный ток. Этот инерционный ток возникает в результате движения с большим ускорением частиц проводника в области фронта упругой волны сжатия, распространяющейся в стержне от места соударения. Проведенная численная оценка дала совпадение результатов по порядку величины.

В предлагаемой работе описана постановка ЭИО с дюралюминиевыми и медными стержнями и проведен статистический анализ их результатов.

Известны работы, в которых упругая волна возбуждается не за счет соударения движущегося стержня с преградой, а в результате нанесения продольного удара по неподвижному стержню [2] или при взрыве небольшого количества взрывчатого вещества [3-5]. В [2-5] никак не отмечается следующее обязательное для проведения подобных опытов условие - замкнутость электрической цепи. Действительно, возможны следующие постановки ЭИО [6]. Первая - цепь замкнута, ускоренное движение проводника, являющегося частью этой цепи, приводит к протеканию в ней тока. Вторая - цепь разомкнута, тогда сила инерции - та, действующая на электроны проводимости, компенсируется электрическим полем  $E_i = \frac{m}{e} \alpha$  ( $-e$ ,  $m$  - заряд и масса электрона,  $\alpha$  - ускорение); ток в цепи